

34 fs-os lézerimpulzus által keltett egyglöveses ablációs és tranziens reflexiós változások optikai üvegfelületeken

ANDRÁSİK ATTILA

Bevezetés

Átlátszó dielektrikumok (szigetelők) lézeres ablációja nanoszekundumos (10^{-9} sec) impulzusokkal meglehetősen nagy kihívás. Ígéretes megoldást kínál azonban a problémára az impulzushossz rövidítése¹ ázáltal, hogy a megnövekedett abszorpció mellett kisebb mértékű hőhatásokkal jár. Amikor a nagyintenzitású ultrarövid impulzusok a megmunkálandó felülettel való kölcsönhatási küszöbét elérjük a folyamat eredménye egy nagy sűrűségű plazma, mely az anyag lézer-indukált optikai ionizációja következtében jön létre. Az ún. plazmatükör² keletkezésének jelensége kettős megítélés alá eshet: anyagmegmunkálási szempontból kedvezőtlen, ugyanis csökkenti az anyag megmunkálásának (ablációjának) hatékonyságát. Másrészt az ultrarövid, nagyintenzitású impulzusok plazmatükros tisztítása egy effektív módszer azok időbeli kontrasztjának növelésére.

Dielektrikumok femtoszekundumos (10^{-15} sec) lézeres ablációja³ és a tranziens reflexió növekedése⁴ széleskörűen publikált jelenségek a szakirodalomban. A publikációk jelentős hányada csak ömlesztett kvarccal foglalkozik. Az optikai üvegeken végzett kísérletek száma meglepően kevés. Emellett annak ellenére, hogy az ablációs tulajdonságok, és a velük szorosan együtt járó reflexiós változások szimultán mérése szükséges annak érdekében, hogy a folyamat precíz módon irányítható legyen,⁵ az ablációs jellemzők mérése a tranziens reflexiós változásokkal egy időben a legjobb tudásunk szerint hiányzik a szakirodalomban.

Jelen tanulmány bemutatja annak a munkának az eredményeit, melynek keretében egyglöveses, felületi ablációs kísérleteket hajtottunk végre három kommerciális optikai üvegen, és összehasonlítottuk azok ablációs tulajdonságait a folyamat során létrejött tranziens reflexiós változásokkal együtt. A vizsgált optikai üvegek a következők voltak: BOROFLÖAT®, BK7 és B270, mindhárom típus a Schott cégtől. A kísérletek során az impulzusenergiát és a folt felületi átmérőjét egyaránt változtattuk, közben felvettük a mintákról reflektált jelet.

¹ GATTAS – MAZUR 2008.

² KAPTEYN et al. 1991.

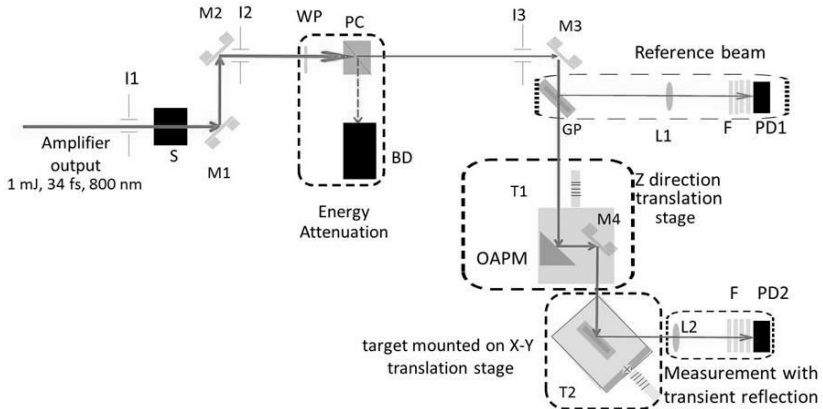
³ LENZNER et al. 1998; SANNER et al. 2009.

⁴ ZIENER et al. 2003; DROMEY et al. 2004; DOUMY et al. 2004.

⁵ UTÉZA et al. 2011; VARKENTINA 2 et al. 013.

Kísérleti elrendezés és módszerek

A Szegedi Tudományegyetem TeWaTi lézeres laboratóriumának rendszere egy módus-szinkronizált oszcillátort (Spectra-Physics Rainbow™ CEP4, 7 fs, CEP stabilizált, 800 nm, 75 MHz) és titán-zafir kristály alapú CPA erősítőt tartalmaz, mely $34 \text{ fs} \pm 0.16 \text{ fs}$ -os impulzusokat bocsát ki 1 mJ energiával és 1 %-nál jobb energia stabilitással (RMS). Az impulzusok időbeli kontrasztja a 10^7 -es nagyságrendet éri el (SEQUIOA, Amplitude Technologies harmadrendű keresztkorrelátorral mérve).



1. ábra: A kísérleti elrendezés rajza

A kísérleti elrendezést egy ábrára felrajzoltuk (1. ábra). Az egyszeri impulzusok kiválasztását az elrendezés elején egy optikai szaggató (Thorlabs Inc. SH05) biztosítja a megfelelő hordozható controllerrel (Thorlabs Inc. SC10).

Az impulzusenergiát egy polarizáció-forgatáson alapuló nyaláb attenuátorral tudjuk változtatni és egy Gentec QE50SP-H-MT-V0 energiamérő eszközzel mérjük meg. Az energia mérések reprodukálhatósága 5%-nál jobb. Egy ún. off-axis parabola tükör (Thorlabs Inc. MPD169-P01, 152.4 mm fókusztávolsággal) fókuszálja a nyalábot (f szám: f/19) a céltárgyra, melyet 45 fokos szögben helyeztünk el a nyalábutba. Bevonat nélküli BORO FLOAT® (Edmund Optics: ID #48-542), N-BK7 (Eksma Optics: ID 215-0222), B270® Superwhite (Edmund Optics: ID #48-538) üveg mintákat használtunk céltárgyként. Eltoló optomechanikák biztosítják azt, hogy a nyaláb érintetlen üvegfelületet érjen lövésről lövésre és az egyes lövések nyomai ne fedjék egymást a felületen. A céltárgyról visszaverődő nyalábot egy 35 mm-es fókusztávolságú, 25.4 mm-es apertúrájú lencsével képezzük le a mérésre szolgáló, az 1. ábrán PD2-vel jelölt fotodióda érzékelő felületére (Thorlabs DET36/A). Ez a fotodióda lövésről lövésre méri a céltárgyról reflektált nyaláb jelét, mely a reflektált energiával arányosan változik. Un. longpass 620 nm-es (az adott értéknél nagyobb

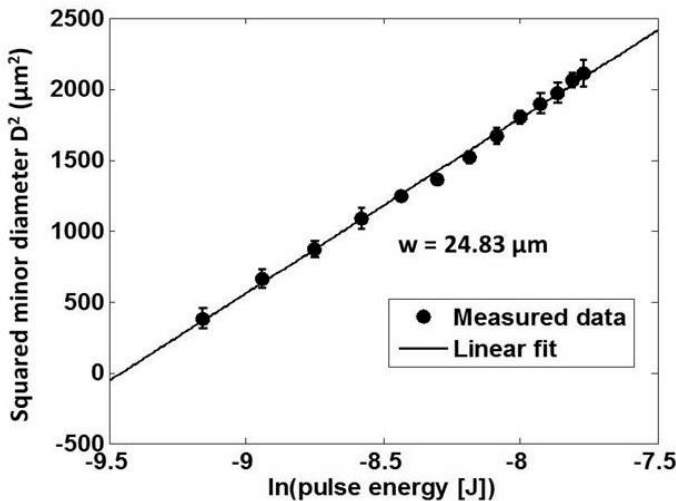
hullámhosszakat áteresztő) szűrőket használunk a plazma és az erősítő pumpájának szórt fényeinek kiszűrésére. Reflexiós szűrők is vannak a fotodióda előtt, melyek a dióda számára elfogadható szintre csökkentik le a reflektált nyaláb intenzitását az érzékelőn.

Ún. gödör-mátrixokat abláltunk a céltárgyak felületére különböző impulzusenergiákkal úgy, hogy 11 gödör alkotott egy sort a mátrixon, mind a 11 azonos energiával fúrva. A gödrök kisebb átmérője mentén felvéve vonal szkenneteket meghatároztuk a gödrök átmérőjét és a mélységét. A szkenneteket egy ún. stylus profilométer (Veeco DEKTAK8 surface profiler) nevű eszközzel vettük fel, mely a felületek morfológiájának meghatározására szolgál, mikrométeres horizontális és angströmös vertikális feloldási határral. A felvett adatokat a 11 gödörre átlagoltuk.

Egy jól ismert összefüggés létezik, mely a nyaláb foltméreteinek meghatározására szolgál,⁶ összekötve a az ablált gödörátmérőt az energiafluxussal (és így az impulzusenergiával). Ez az összefüggés a következő:

$$D^2 = 2w^2 \ln\left(\frac{F}{F_{th}}\right), \quad (1)$$

ahol w az $1/e^2$ nyalábsugár, F és F_{th} pedig rendre a csúcs és ablációs küszöb-fluxusok. A 2. ábrán látható lineáris görbe azt mutatja, hogy bár a mérések mindegyike levegőben történt, ionizáció nem volt tapasztalható 24.83 μm -es nyalábsugáron.



2. ábra: A nyalábsugár meghatározása a céltárgy felületén a gödrök átmérőinek linearizálásával

⁶ LIU 1982.

A fluxus és az intenzitás a következő összefüggésekkel számolható:

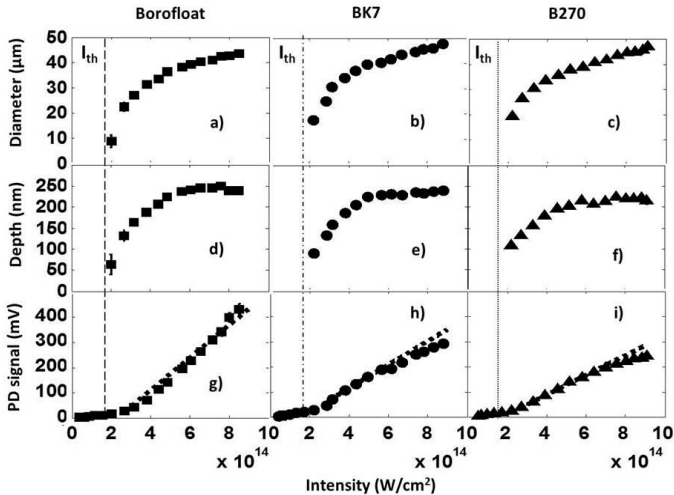
$$F = \frac{2E_p}{\pi w^2 \sqrt{2}} \quad (2)$$

$$I = \frac{2E_p}{\pi w^2 \tau \sqrt{2}} \quad (3)$$

ahol E_p és τ rendre az impulzusenergiát és az impulzus időbeli félérték-szélességét (FWHM) jelzik. Az ablációs küszöbök meghatározására az átmérő-regressziós módszert⁷ használtuk.

Eredmények

Az intenzitás függvényében ábrázoltuk mindhárom vizsgált üvegre az ablált gödrök átmérőjét, mélységét és a tranziens, idő-integrált reflexiókat, mely utóbbit a reflektált energiával arányos PD2 fotodióda jelével jellemeztük (3. ábra). Egy-egy üvegre csak egy adatsort ábrázoltunk a sokból, mert a beállított paraméterek az egyes mérések között jól reprodukálhatóan visszaadták az elsőként mért értékeket. Átmérő-regressziós módszert alkalmazva határoztuk meg az ablációs küszöböket (azt az értéket, amely alatt nincs abláció) és a következő értékeket kaptuk: $1.72 \pm 0.06 \cdot 10^{14}$, $1.89 \pm 0.16 \cdot 10^{14}$ és $1.75 \pm 0.09 \cdot 10^{14}$ W/cm² rendre BOROFloat®, BK7 és B270 üvegekre. Látható, hogy a küszöbök mérési hibán belül azonosak.



3. ábra: Az ablált gödrök dimenziói és a tranziens reflexió változása az intenzitás függvényében különböző üvegekre. A nyálábsugár 25 μm

⁷ SANNER et al. 2009.

Az ablációs küszöb intenzitás felett logaritmikusan növekvő átmérőket tapasztaltunk az összes üvegre, mely átmérők hasonló maximális értéket ($\sim 45 \mu\text{m}$) értek el a vizsgált intenzitás tartományon belül (*3a–c ábrák*). A gödörmélység a küszöb felett növekszik a növekvő lézer intenzitásokkal és az összes üvegre telítődő karakterisztikát mutat (*3d–f ábrák*). A tendenciák mindhárom üvegre hasonlóak amellet, hogy minimális különbségek észrevehetőek a maximális mélység értékekben: BOROFloat®-ra és BK7-re 250 nm a maximális mélység, míg B270-re 220 nm . A telítődés $6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ -nél kezdődik BOROFloat®-nál, míg BK7 és B270 esetében $5.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ -nél, és $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ -nél mutatható ez ki.

A fotodióda jele az intenzitás függvényében két egyenes szakaszból áll, ahogy az látható a *3g-i ábrákon*. Ezek lineáris függésekkel írhatóak le, melyek meredeksége különbözik. A lineáris görbék az ablációs küszöbhez tartozó intenzitásnál találkoznak egymással. Az ablációs küszöb alatt a görbék meredekségei mérési hibán belül egyeznek egymással a három vizsgált üvegre, míg a küszöbnél nagyobb intenzitásokon eltérnek. A legnagyobb mértékű növekedés BOROFloat® esetén látható, míg a legkisebb B270-nél. Ennek következtében a legnagyobb jeleket is BOROFloat® esetében tapasztaltuk ($\sim 400 \text{ mV}$), míg BK7 és B270-nél kisebbeket: $\sim 300 \text{ mV}$ és $\sim 250 \text{ mV}$. Továbbá, hozzá kell tenni a megfigyeltékhez azt is, hogy egy kezdődő telítődés jeleit tapasztaltuk nagyobb intenzitásoknál, ez is azt bizonyítja, hogy a vizsgált üvegek viselkedése tranzien্স reflexió szempontjából különbözik.

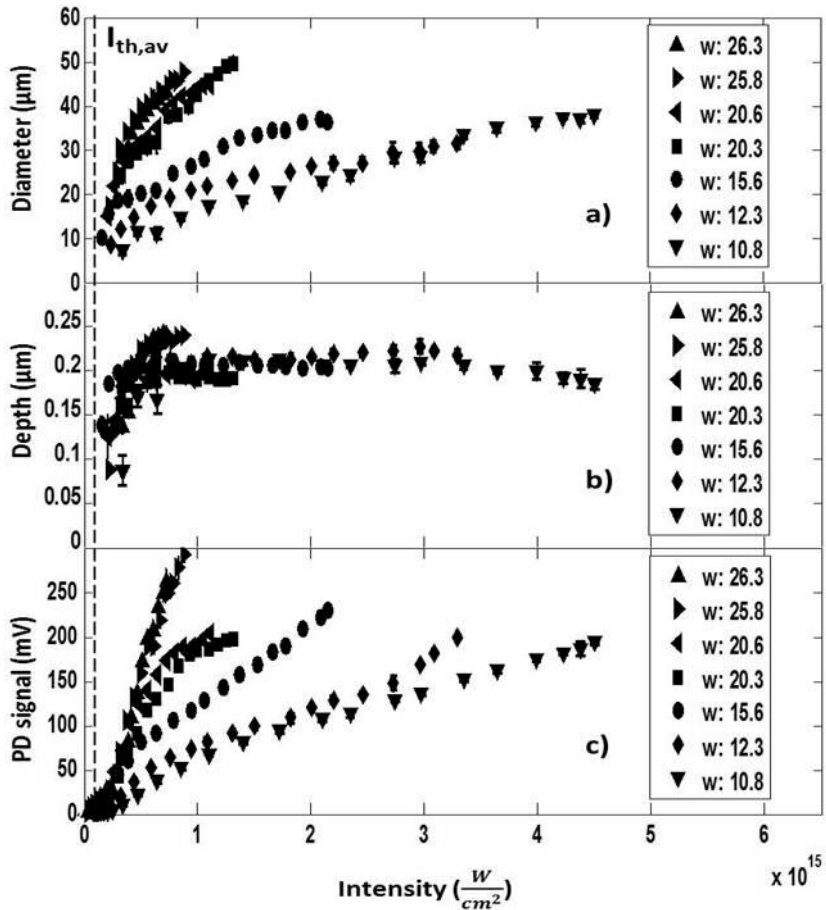
Az eredmények, amiket eddig bemutattunk, azonos értéken tartott nyalábmérethez tartoztak. Érdekes kérdés, hogy vajon hogyan változik meg az ablált gödrök paramétereinek viselkedése a plazma tranzien্স reflexiójával együtt, ha megváltozik a foltméret?⁸ Hogy megválaszoljuk ezt az izgalmas kérdést, végrehajtottunk egy új kísérlet sorozatot a gödör paraméterek és tranzien্স reflexió változások foltméret függésének meghatározása céljából. Az újabb kísérletek során változtattuk a megmunkált felület nagyságát a mintákon. Az eredményeket ábráztuk (*4. ábra*).

A *4a ábra* a gödörátmérőt ábrázolja az intenzitás függvényében: az átmérő monoton nő az intenzitással az összes nyalábméretre, azonban a növekedés mértéke erősen függ a megmunkáló nyaláb méretétől. A legnagyobb $1/e^2$ nyalábsugárra ($> 25 \mu\text{m}$) nagyon élesen nő a gödörátmérő az intenzitással, a maximális értékét ($\sim 50 \mu\text{m}$) már $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ intenzitáson eléri. A gödörátmérő görbék meredeksége csökken a csökkenő nyalábsugarakkal, ennek következtében a nagyobb értékeket is nagyobb intenzitásokon veszik fel: a legkisebb két nyalábsugár esetében (12.3 és $10.8 \mu\text{m}$) a görbe legnagyobb gödörátmérőit ($40 \mu\text{m}$ -t meghaladva) csak $4.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ intenzitáson érik el.

A *4b ábrán* látható és a gödörmélységhez tartozó görbéket megfigyelve azt lehet mondani, hogy két jól elkülönülő csoportot ismerhetünk fel. Mindkét csoport esetében a mélység élesen növekszik az intenzitással kis intenzitásoknál.

⁸ SHAW et al. 2016; OBST et al. 2018.

A görbék csoportokba tömörülése a nyalábsugár szerint történik: 25 μm -t meghaladó sugarakhoz tartozó méréseknél a gödörmélység a ~ 250 nm-es értéket eléri, míg kisebb nyalábsugaraknál a gödör nem lesz mélyebb, mint 200 nm és hamar telítődik.



4. ábra: Az ablált gödrök dimenziói és a tranziens reflexió változása az intenzitás függvényében különböző nyalábsugarakra. A használt üveg BK7

A 4c ábrán a reflexió változásának tisztán látható függését vehetjük észre a nyalábsugárral. A reflektált jel monoton nő az intenzitással az összes nyalábsugárra. Kisebb intenzitásoknál éles lineáris növekedést tapasztalhatunk, melyet lecsökkent meredekséggel jellemezhető szakasz követ. Az az intenzitás, ahol a reflektált jel növekedés meredeksége megváltozik, megegyezik azzal az

intenzitással, melynél megjelenik a telítődés a gödörmélységben. A 20.6 μm -es és 20.3 μm -es nyalábsugaraknál látható ez a legtisztábban kivehetően. Természetesen a legnagyobb nyalábsugaraknál ($> 25 \mu\text{m}$) a telítődő szakasz nem megfigyelhető, mert az intenzitás értékek ezen nagyobb nyalábsugaraknál nem érik el azt az értéket, amely szükséges a telítődő viselkedés észleléséhez. Általános viselkedés gyanánt az állapítható meg a görbékről, hogy a formájukat meghatározza a nyalábméret: minél nagyobb a nyalábsugár, annál nagyobb a reflektált jel, és így a tranziens reflexió meredeksége. Pl.: a legnagyobb nyalábsugárhoz ($> 25 \mu\text{m}$) 300 mV-os jel tartozik, amit már $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ intenzitás alatt elér, míg kisebb nyalábsugaraknál (12.3 μm és 10.8 μm) a legnagyobb értékek 200 mV körüliek.

Diszkusszió

Az adatok összehasonlítása az irodalommal nem könnyű feladat az összetett kölcsönhatások miatt, melyek a kísérletek végrehajtása során releváns paraméterek között álltak fenn. Ezek a paraméterek jelentős hatással bírnak a vizsgált ablációs és plazma reflexiók értékeire. Ezen kívül az irodalommal való összehasonlítás másik nehézségét az jelenti, hogy meglepően ritka azon publikációk száma, mely üvegekkel foglalkozik. A legnagyobbbrészt ömlesztett kvarc szerepel céltárgy anyagként a szakirodalomban.

Mivel minden üveg szilika alapú, amit jelen tanulmányban vizsgálatunk tárgyát képezi, ezért összehasonlításuk indokolt a szilika egyik fajtájával, az ömlesztett kvarccal. Az ún. Marseille csoport által mért⁹ ablációs küszöbök, átváltva intenzitás értékekbe, a következők: $1.86 \times 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, $8 \times 10^{13} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, $3.4 \times 10^{13} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, $1.47 \times 10^{13} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ és $4.89 - 9.44 \times 10^{12} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ rendre 7, 30, 100, 300 és 450 fs impulzusidőkre, valamint mindegyik értéket ömlesztett kvarcra mérték, 4.65 μm -es nyalábsugárral. Puerto publikációjában¹⁰ $4.5 \times 10^{13} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ ablációs küszöböt kapott 120 fs impulzusra, mely 25/38 μm -es minor/major nyalábsugárral rendelkezett a minta felületén. Az általános konszenzussal összefüggésben, ezek az adatok azt mutatják, hogy a küszöb intenzitás csökken a növekvő impulzusidőkkel. Kevésbé hangsúlyos, de attól még észrevehető tendenciát is meg tudunk állapítani az irodalom alapján.

A küszöbök érzékenyen reagálnak a foltméret megváltozására: a foltméret megnövekedése megnövekedett küszöbvel jár. Mivel a nyalábsugár a mi kísérleteinknél jóval nagyobb volt, mint amit a hivatkozásokban használtak, valamint az általunk használt impulzus rövidebb volt, mint a hivatkozásban használt impulzus, tekintetbe véve a küszöbértékeket, az eredményeink tökéletesen beleillenek a szakirodalomba. BOROFLOAT® üvegre Ben-Yakar¹¹

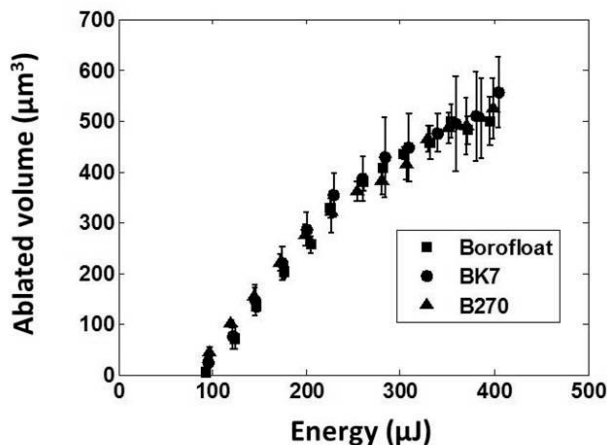
⁹ SANNER et al. 2009; UTÉZA et al. 2011; CHIMIER et al. 2011.

¹⁰ PUERTO et al. 2010.

¹¹ BEN-YAKAR – BYER 2004.

mért ablációs küszöböt $1.25 \times 10^{13} \frac{W}{cm^2}$ értékkel 200 fs-os impulzusra, olyan nyalábot használva, melynek a sugara a mintán 5.9 μm volt, Grehn pedig $3.67 \times 10^{13} \frac{W}{cm^2}$ -es ablációs küszöböt kapott¹² ugyanerre az anyagra egy olyan megmunkáló nyalábbal, melynek sugara 16.2 μm és az impulzsideje 120 fs. Ezek a kapott adatok összefüggnek az ömlesztett kvarcra kapott eredményekkel és az általunk kapottal is. Azzal együtt, hogy az általunk vizsgált három üvegtípus nagyon hasonló tulajdonságokkal bír, konklúzióként azt mondhatjuk, hogy az optikai üvegek ablációs küszöbe nem tér el jelentősen az ömlesztett kvarcétól. Ugyanakkor további vizsgálatok is szükségesek ahhoz, hogy megválaszoljuk az anyagi jellemzőknek a megmunkálás paramétereitől való függésével kapcsolatban felmerülő kérdéseket.

A gödör átmérők intenzitás függései, amik a 3. ábrán láthatóak, ugyanazt a karakterisztikát mutatják, mint a Marseille csoport által mért gödör átmérő függvények.¹³ Két jellemző szakasz különböztethető meg: egy logaritmikusan növekedő és egy telítődő, melyek a normalizált $I/I_{th}=2$ intenzitás értéken találkoznak egymással. Ez a küszöbintenzitás kétszeresét jelenti. A mélységek függésére szinté megállapítható, hogy hasonlít a Marseille csoportéhoz.¹⁴ A tranziens reflexiók intenzitás függése pedig hasonló karakterisztikát mutat, mint amit ömlesztett kvarcra már demonstráltak.¹⁵



**5. ábra: Az ablált térfogat az impulzus energiájának függvényében.
A nyalábsugár 25 μm**

¹² GREHN et al. 2014.

¹³ UTÉZA et al. 2011.

¹⁴ UTÉZA et al. 2011.

¹⁵ VARKENTINA et al. 2014.

Annak érdekében, hogy megértsük a különbségeket az üvegek reflexiós viselkedésében (3g-i ábra) meg kell találni az ablációs küszöb alatti és feletti szakaszok létrejöttének okát. Nyilvánvalóan az ablációs küszöb alatti reflektált jel értékek a módosítatlan üveghez tartozó reflexióhoz tartoznak. Mivel az üveg törésmutatója gyakorlatilag változatlan, a permanens reflexióhoz tartozó görbék egymással átfednek. Az ablációs küszöböt átlépve az intenzitásban a megjelenő különbségek a görbék meredekségében az üvegek között arra utalnak, hogy új folyamat kezdődik, amely meghatározóvá válik a reflektált jel alakjának alakulásában. A küszöb feletti nagyobb intenzitásokon az anyag atomjainak elektron felhőjének átadott energia ionizálja az anyagot, melynek következtében a kialakuló sűrű elektrontömeg plazmatükröt képez a felületen. Ez a tükrözés különbözőképpen viselkedik különböző üvegek esetén.

Kiszámoltuk a lézerező-anyag kölcsönhatásban részt vevő térfogatokat az ablált gödörök térfogataként, ahogy az látszik az ábrán az energia függvényében (5. ábra), annak érdekében, hogy magyarázatot találjunk a reflexiókban mért különbségekre. Úgy feltételeztük, hogy a plazma tranziens reflexiója az elektronsűrűséggel, és így az ablációban részt vevő anyagmennyiséggel arányos, ami viszont az ablált térfogat megadásával összehasonlítható az üvegek között.

Az ábra alapján azt lehet megállapítani, hogy a térfogatok az energia függvényében mérési hibán belül ugyanolyan értékeket vesznek fel mindhárom üvegnél. Ez viszont azt a tényt emeli ki, hogy a reflexiós különbségeket nem tudjuk megmagyarázni a térfogatokból. Más megközelítésre van tehát szükség.

A különbségek további elemzése során úgy gondoltuk érdemes megnézni az üvegkompozíciók kémiai kötéseiben részt vevő elektronok átlagos számát. Kiszámolva ezeket az értékeket a három üvegre, és átlagolva őket 1 mol anyagmennyiségre, azt találtuk, hogy a legnagyobb átlagos elektronszám BOROFLOAT® üvegre kapható 4.29 darab elektron/mol értékkel, BK7-re 3.86 darab elektron/mol-t kaptunk, míg B270 esetében 3.48 darab elektron/mol értéket. Ezek az adatok összefüggenek az egyes üvegekre kapott reflexiós értékekkel, tehát reflexióban is BOROFLOAT®-ra mértük a legnagyobb értékeket, vagyis ezek az adatok az átlagos elektronszámokkal egy lehetséges magyarázattal szolgálhatnak a reflexiós különbségekre.

Az irodalomban publikált eredményekkel összehasonlítva a 4. ábrán látható görbék beleillenek abba, amit a szakirodalom alapján vártunk. Az átmérők és a mélységek egyre kisebb foltméretekre egyre jobban hasonlítanak a kis (4.65 μm) sugáron mért gödör paraméterekre, ami azt jelzi, hogy a foltméretnek jelentős szerepe van a gödör paraméterek alakulásában.

A 4c ábrán látható reflexiók csökkenő tendenciát mutatnak a csökkenő foltméretekkel, mely tendenciához nagyon hasonlót mutattak ki az irodalomban is.¹⁶

¹⁶ SHAW et al. 2016; OBST et al. 2018.

Konklúziók

Tanulmányunkban összefoglaltuk az üvegbe ablált gödrök és azok tranziens reflexióival kapcsolatban elvégzett kísérleteinket és azok eredményeit. Hasonló ablációs tulajdonságokat találtunk a három fajta vizsgált üvegünkre, egymáshoz képest nagyban megegyező ablációs küszöbintenzitásokkal. Ezzel szemben a tranziens reflexiók függéseire jelentős különbségeket vettünk észre. A különbségek okaként egy lehetséges magyarázatot találtunk az üvegkompozíciók kötéseinek átlagos elektronszámában, melyek összefüggenek a reflexióban mért eltérésekkel. Mind az ablált gödrök paramétereire, mind a tranziens reflexiókra foltméret függést találtunk az intenzitás függvényében ábrázolva a mért adatokat. Az eredmények rávilágítanak arra, hogy az intenzitás megadása nem definiálja egyértelműen egy adott anyag esetén a tranziens reflexió értékét, az egyértelmű megadáshoz a foltméretek meghatározása szükséges. Jelen tanulmányban leírt eredményeink úttörőnek mondhatóak az optikai üvegek mikromegmunkálása és plazmatükrös alkalmazása terén.

Irodalom

- BEN-YAKAR – BYER 2004 = Ben-Yakar, A. – Byer, R. L.: Femtosecond laser ablation properties of borosilicate glass. *Journal of Applied Physics* 96 (2004) 5316–5323.
- CHIMIER et al. 2011 = Chimier, B. – Utéza, O. – Sanner, N. – Sentis, M. – Itina, T. – Lassonde, P. – Légaré, F. – Vidal, F. – Kieffer, J. C.: Damage and ablation thresholds of fused-silica in femtosecond regime. *Physical Review B* 84 (2011).
- DOUMY et al. 2004 = Doumy, G. – Quére, F. – Gobert, O. – Perdrix, M. – Martin, Ph. – Audebert, P. – Gauthier, J. C. – Geindre, J.-P. – Wittmann, T.: Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Physical Review E* 69 (2004).
- DROMEY et al. 2004 = Dromey, B. – Kar, S. – Zepf, M. – Foster, P.: The plasma mirror-A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Review of Scientific Instruments* 75 (2004) 645–649.
- GATTAS – MAZUR 2008 = Gattas, R. R. – Mazur, E.: Femtosecond laser micromachining in transparent materials. *Nature Photonics* 2 (2008) 219–225.
- GREHN et al. 2004 = Grehn, M. – Seuthe, T. – Höfner, M. – Griga, N. – Theiss, C. – Mermillod-Blondin, A. – Eberstein, M. – Eichler, H. – Bonse, J.: Femtosecond-laser induced ablation of silicate glasses and the intrinsic dissociation energy. *Optical Materials Express* 4 (2014) 689–700.

- KAPTEYN et al. 1991 = Kapteyn, H. C. – Murnane, M. M. – Szoke, A. – Falcone, R. W.: Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Optics Letters* 16 (1991) 490–492.
- LENZNER et al. 1998 = Lenzner, M. – Krüger, J. – Sartania, S. – Cheng, Z. – Spielmann, Ch. – Mourou, G. – Kautek, W. – Krausz, F.: Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics. *Physical Review Letters* 80 (1998) 4076–4079.
- LIU 1982 = Liu, J. M.: Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes. *Optics Letters* 7 (1982) 196–198.
- OBST et al. 2018 = Obst, L. – Metzkes-Ng, J. – Bock, S. – Cochran, G. E. – Cowan, T. E. – Oksenhendler, T. – Poole, P. L. – Prencipe, I. – Rehwald, M. – Rödel, C. – Schlenvoigt, H-P. – Schramm, U. – Schumacher, D. W. – Ziegler, T. – Zeil, K.: On-shot characterization of single plasma mirror temporal contrast improvement. *Plasma Physics Control Fusion* 60 (2018).
- PUERTO et al. 2010 = Puerto, D. – Siegel, J. – Gawelda, W. – Galvan-Sosa, M. – Ehrentauf, I. – Bonse, J. – Solis, J.: Dynamics of plasma formation, relaxation, and topography modification induced by laser pulses in crystalline and amorphous dielectrics. *Journal of Optical Society of America B* 27 (2010) 1065–1076.
- SANNER et al. 2009 = Sanner, N. – Utéza, O. – Bussiere, B. – Coustillier, G. – Leray, A. – Itina, T. – Sentis, M.: Measurement of femtosecond laser-induced damage and ablation thresholds in dielectrics. *Applied Physics A* 94 (2009) 889–897.
- SHAW et al. 2016 = Shaw, B. H. – Steinke, S. – van Tilborg, J. – Leemans, W. P.: Reflectance characterization of tape-based plasma mirrors. *Physics of Plasmas* 23 (2016).
- UTÉZA et al. 2011 = Utéza, O. – Sanner, N. – Chimier, B. – Brocas, A. – Varkentina, N. – Sentis, M. – Lassonde, P. – Légaré, F. – Kieffer, J. C.: Control of material removal of fused silica with single pulses of few optical cycles to sub-picosecond duration. *Applied Physics A* 105 (2011) 131–141.
- VARKENTINA et al. 2013 = Varkentina, N. – Sanner, N. – Lebugle, M. – Sentis, M. – Utéza, O.: Absorption of a single 500 fs laser pulse at the surface of fused silica: Energy balance and ablation efficiency. *Journal of Applied Physics* 114 (2013).
- ZIENER et al. 2003 = Ziener, Ch. – Foster, P. S. – Divall, E. J. – Hooker, C. J. – Hutchinson, M. H. R. – Langley, A. J. – Neely, D.: Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence. *Journal of Applied Physics* 93 (2003) 768–770.

Single-shot surface ablation and transient reflectivity changes of optical glasses induced by 34 fs laser pulses

ATTILA ANDRÁSIK

The experimental work and results of a comparative study on single-shot surface ablation of commercial optical glasses together with the transient reflectivity enhancement during the process are reported. Three types of optical glasses: Schott's BOROFLOAT®, BK7 and B270 are ablated by single pulses of 34 fs duration at 800 nm central wavelength of the TeWaTi laser systems at University of Szeged, varying systematically both the pulse energy and the beam diameter on the surface, while recording the reflected signal. The depth and diameter of the ablated holes are characterized ex-situ by a DEKTAK profilometer.

Very similar ablation characteristics have been determined: Above the ablation thresholds at $5.84 \pm 0.21 \text{ Jcm}^{-2}$ ($1.72 \pm 0.06 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$), $6.43 \pm 0.56 \text{ Jcm}^{-2}$ ($1.89 \pm 0.16 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$) and $5.86 \pm 0.31 \text{ Jcm}^{-2}$ ($1.75 \pm 0.09 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$) for BOROFLOAT®, BK7 and B270, respectively, both the diameter and the depth of the holes produced show logarithmic increase as a function of pulse energy/fluence until saturating above $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^{-2}$. On the contrary, significant differences have been obtained in the time integrated transient reflectivities, with the highest absolute values measured for the BOROFLOAT® glass. Strong spot size dependence has been revealed, as the reflectivity increases monotonously with increasing pulse energy for all spot sizes, with decreasing slopes with decreasing spot areas. The correct description of the changes in reflectivity requires giving the spot sizes.